Eine Anordnung zur Erzeugung und Untersuchung harter Gamma-Strahlen.

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von Heinz Lueg aus Idar-Oberstein.

1940

Referenten:

Prof. Dr. M. Czerny

Dozent Dr. H. Dänzer

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Tag der mündlichen Prüfung: 22. September 1939.

Die vorliegende Arbeit behandelt einerseits den Aufbau einer Kernumwandlungsanlage zur Erzeugung extrem harter γ-Strahlen, andererseits werden Meßgeräte zum Nachweis von γ-Strahlen beschrieben.

Es ist wahrscheinlich, daß bei der Wechselwirkung zwischen Materie und den extrem harten γ-Strahlen, wie sie bei künstlich eingeleiteten Kernumwandlungen entstehen, die gleichen Prozesse maßgebend sind, wie bei gewöhnlichen γ-Strahlen. Untersuchungen über die Absorption von gewöhnlichen γ-Strahlen liegen in größerer Zahl vor (1)*). Es kann hier als gesichert gelten, daß die Absorption bedingt ist durch Comptoneffekt, Photoeffekt und Elektronenpaarbildung (1). Die Absorption extrem harter γ-Strahlen ist experimentell noch keiner systematischen Untersuchung unterzogen worden. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Schaffung von experimentellen Voraussetzungen für die Durchführung derartiger Absorptionsmessungen und schließlich die Vornahme solcher Messungen selbst. Das letztere konnte infolge des Kriegsausbruches im August 1939 allerdings nicht mehr vorgenommen werden.

I. Die Kernumwandlungsanlage.

Extrem harte γ-Strahlen entstehen bei der Beschießung leichter Elemente mit schnellen Protonen (2). So erhält man beispielsweise bei der Reaktion

$_3Li^7$ (p, γ) $_4Be^8$ eine γ-Strahlung von 17,2 eMV,

bei $_5B^{11}$ (p, γ) $_6C^{12}$ eine γ-Strahlung von 12,8 eMV.

Die Prozesse setzen resonanzartig bei bestimmten Protonengeschwindigkeiten ein.

Eine zur Erzeugung dieser hohen Geschwindigkeiten erforderliche Spannungsquelle war vorhanden. Diese von G. Hauser (3) aufgebaute Hochspannungsanlage, die Wechselspannungen bis 750 kV liefert, wurde zum Betrieb der Kernumwandlungsapparatur verwendet.

Die für den Kernprozeß erforderlichen Protonen hoher Geschwindigkeit werden in einer Kanalstrahlröhre erzeugt, anschließend beim Durchlaufen einer hohen Spannung beschleunigt und gelangen so in die eigentliche Reaktionskammer.

Die Kanalstrahlröhre nach Oliphant (4) (vergl. Bild 1 und 2) besteht im wesentlichen aus zwei konzentrischen Stahlröhren in 7 mm Abstand, von denen die äußere, die Kathode, am unteren Ende für den Austritt der Protonen eine Oeffnung von 2 mm Dchm. trägt. Die Oeffnung sitzt in einer halbkugelförmigen, konkaven Wölbung, die in Verbindung mit dem auf der ersten Beschleunigungselektrode sitzenden Eisenring einen für die Bündelung des Kanalstrahls günstigen Kraftlinienverlauf ergibt. Am oberen Ende ist

*) Vgl. Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit.

die Kathode in einen Flansch von 35 cm Dchm. eingeschweißt, auf dem ein Isolator von 153 mm Höhe sitzt. Das innere Rohr, die Anode, trägt ebenfalls einen Flansch, der mit einem 25 mm dicken, auf dem Isolator auf-

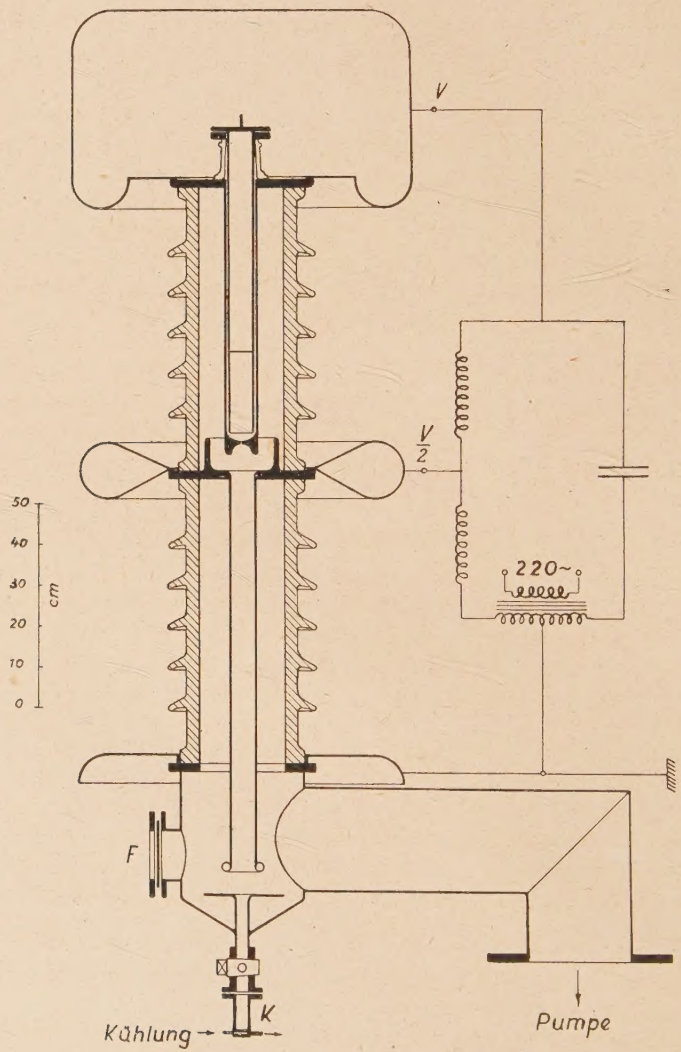

Bild 1. Aufbau der Hochvakuumröhre.

gekitteten Eisenring verschraubt ist. Zwischen diesem Flansch und dem Eisenring liegt ein mit 6 Schrauben eingepreßter 12 mm dicker Gummiring, der durch Anziehen der entsprechenden Schrauben eine exakte Zentrierung der Anode zur Kathode ermöglicht (Bild 2). Zur Erhöhung der Ionisation

wurde etwa 20 cm über der Austrittsöffnung ein Eisenblech im Rohrinnern angebracht, das für den Gasdurchlaß mit drei feinen Löchern versehen wurde.

Da zwischen den Rohren eine Spannung bis zu 50 kV liegt, dürfen die Kraftlinienwege an keiner Stelle einen bestimmten Betrag überschreiten, da sonst Ueberschläge erfolgen. Von diesem Gesichtspunkt aus wurde der „Kopf" der Röhre, den das Bild 2 im Schnitt zeigt, konstruiert. Wesentlich dabei ist, daß der Abstand zwischen Isolator und Anode so klein wie möglich gehalten wird*).

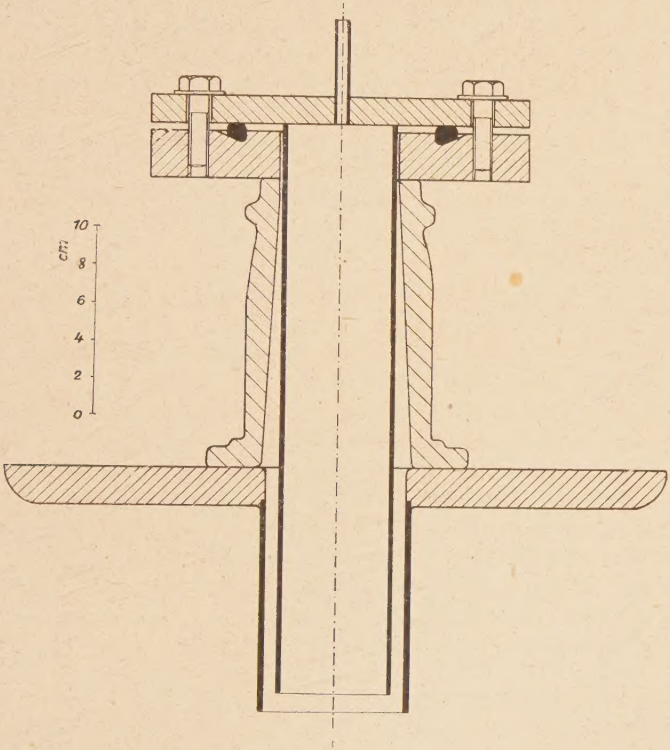

Bild 2. „Kopf" der Kanalstrahlröhre.

Die Gaszufuhr erfolgt durch einen von Fowler (5) angegebenen Reduzierhahn. Er besteht aus einem platt gewalzten, halbkreisförmig gebogenen Neusilberrohr, dessen Strömungswiderstand durch Verändern des Schenkelabstandes eingestellt werden kann.

Die für die Beschleunigung der Protonen errichtete Hochvakuumröhre besteht aus zwei Isolatoren von je 70 cm Länge und einem Innendurchmesser von 21 cm. Den Aufbau der Hochvakuumröhre mit angeschlossener

*) Die Konstruktion des „Kopfes" der Kanalstrahlröhre ist ähnlich wie bei H. Reddemann. (Nach einer mündlichen Mitteilung an H. Dänzer, Frankfurt a. M.)

Pumpleitung zeigt das Bild 1. Die Kanalstrahlröhre sitzt auf dem ebenen Flansch des oberen Isolators auf und reicht bis 40 mm unter den oberen Rand der ersten Beschleunigungselektrode, die auf dem unteren Isolator aufsitzt. Diese Elektrode besteht aus einer 97 cm langen Stahlröhre mit 6 mm Innendurchmesser, die am unteren Ende einen Wulst trägt. Oben ist sie in eine Platte; die die beiden Isolatoren trennt, eingeschweißt. Auf dieser Platte sitzt ein Eisenring von 17 cm Innendurchmesser und 8 cm Höhe, der die Austrittsöffnung der Protonen konzentrisch umgibt. Die Protonen werden hier beim Verlassen der Kanalstrahlröhre durch die an der Spannung V/2 liegende Elektrode beschleunigt, fliegen durch diese hindurch und werden beim Austritt aus dem Rohr ein zweites Mal beschleunigt. Sie fliegen durch einen Hahn in die Kammer K, in der die Kernumwandlung stattfindet. Um die Kanalstrahlen im zweiten Beschleunigungsraum beobachten zu können, wurde ein abschraubbares Fenster F angebracht, welches das Einführen einer Quarzplatte zwischen Wulst und Boden des Gefäßes ermöglicht. Aus dem grünen Leuchten der Quarzplatte kann auf Intensität und Bündelung der Kanalstrahlen geschlossen werden.

Energieversorgung der Kanalstrahlröhre.

Da die Kanalstrahlröhre auf Hochspannung liegt, muß sich die für den Betrieb derselben notwendige Apparatur auch auf gleichem Potential befinden. Die Energiezufuhr erfolgt über eine Maschine, die Wechselstrom von 666,6 Hz liefert. Sie ist in einem isoliert aufgestellten, abgerundeten Blechkasten montiert und wird über eine Pertinaxwelle direkt mit der Welle eines Synchronmotors angetrieben. Der Synchronmotor wird vom 50-periodischen Stadtnetz gespeist und macht 1500 Umläufe pro Minute.

Da eine möglichst konstante Protonengeschwindigkeit angestrebt wird, die Hochspannung jedoch als sinusförmige Wechselspannung vorliegt, ist es notwendig, entweder den Protonen den Austritt aus der Kanalstrahlröhre nur in einem Zeitpunkt der Periode zu gestatten, welcher der für die gewünschte Protonengeschwindigkeit notwendigen Spannung entspricht, oder nur zu diesem Zeitpunkt Protonen in der Kanalstrahlröhre zu erzeugen. Es wurde der letzterwähnte Weg beschritten. In dem Zeitintervall, in welchem die Hochspannung den positiven Scheitelwert durchläuft, wird Spannung an die Kanalstrahlröhre gelegt und hierdurch der Austritt einer Ionenwolke aus der Kanalstrahlröhre veranlaßt. Während der übrigen Zeit der Periode erfolgt kein weiterer Austritt von Protonen. Dieser Steuerungsvorgang wird durch einen Stoßgenerator vorgenommen. Sein Arbeitsschema ist in Bild 3 gezeigt. Am Kondensator C liegt dauernd eine Gleichspannung von 15 kV, die durch Gleichrichtung von Wechselstrom von 666,6 Perioden gewonnen wird. A und A' sind zwei synchron mit der Beschleunigungswechselspannung (f = 50 Hz) rotierende Arme, welche die Kondensatoren C_1 und C_2 während der Zeit von 0,7 T ebenfalls mit der Spannungsquelle von 15 kV verbinden (T bedeutet die Zeitdauer einer Periode, also 1/50 sek). Während der restlichen Zeit von 0,3 T sind die durch die Arme A und A' her-

gestellten Verbindungen unterbrochen, und diese bestreichen innerhalb dieses Zeitintervalls während einer Zeit von ΔT (etwa 0,1 T) die Funkenstrecken F und F'. In diesem Zeitintervall ΔT, das mit dem positiven Maximum

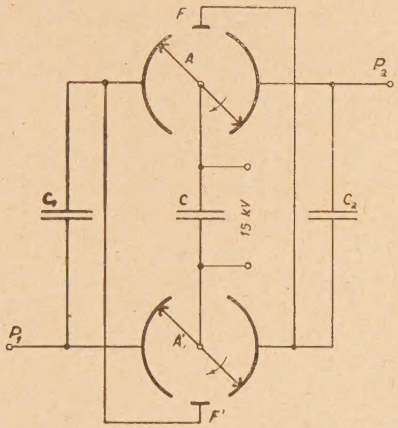

Bild 3. Schaltschema des Stoßgenerators.

der Hochspannung zusammenfällt, sind die drei Kondensatoren in Serie geschaltet, und es liegt zwischen P_1 und P_2, den Klemmen der Kanalstrahlröhre, die Summe der Ladespannungen, sodaß eine dichte Ionenwolke die Röhre verläßt. Liegt die Kanalstrahlröhre während der Zeit 0,1 T an der Betriebsspannung, so ändert sich die Beschleunigungsspannung in dieser Zeit um etwa 4%, wenn ihr Maximum in diese Betriebszeit fällt. Beim Betrieb der Apparatur wurde in der Zuleitung zu P_1 und P_2 der Kanalstrahlröhre ein Effektivstrom von 40 bis 50 mA gemessen — allerdings bei recht hohem Gasdruck. Es ist von Interesse, daraus den Widerstand im Kanalstrahlkreis und den maximalen und mittleren Strom zu ermitteln. Bezeichnen wir mit i den Momentanwert des Entladestroms, mit i_{eff} seinen Effektivwert, so gilt:

(1) $$i_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^{\Delta T} i^2 \, dt} \, .$$

$t = 0$ sei der Zeitmoment der Serienschaltung der Kondensatoren, die sich nun über die Röhre entladen. Für den Entladestrom i gilt dann:

(2) $$i = i_0 e^{-\frac{t}{wC}} \, .$$

w bedeutet den im Kreis (der Röhre) liegenden Widerstand, und es ist

$$i_0 = \frac{V_0}{w} \, .$$

Während der Zeit ΔT werden die Kondensatoren nicht vollständig entladen. ΔT konnte variiert werden und beträgt etwa 1/500 sek. Für das Integral in Gl. (1) folgt aus Gl. (2)

$$\int_0^{\Delta T} i^2 dt = \frac{V_o wC}{2w^2}\left(1 - e^{-\frac{2\Delta T}{wC}}\right) = \frac{Q^2}{2wC}\left(1 - e^{-\frac{2\Delta T}{wC}}\right),$$

wo $V_0C = Q$ die gesamte Elektrizitätsmenge bedeutet, welche für den Durchschlag zur Verfügung steht. Es folgt also

(3) $$i_{eff} = Q\sqrt{\frac{1 - e^{-\frac{2\Delta T}{wC}}}{2TwC}}.$$

Wählt man $2 \cdot \Delta T$ wesentlich kleiner als die Zeitkonstante wC des Entladevorganges, so kann die Exponentialfunktion entwickelt werden. Man erhält dann

(4) $$i_{eff} = \frac{Q}{wC}\sqrt{\frac{\Delta T}{T}}.$$

Setzt man

$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{10}$, $i_{eff} = 0{,}04$ Amp, $Q = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$Cb und $C = 3 \cdot 10^{-8}$F,

was den Verhältnissen entspricht, so ergibt sich aus Gl. (4) als effektiver Widerstand der Kanalstrahlröhre während des Betriebs $w = 295\,000\ \Omega$.

Für die Kanalstrahlausbeute ist nicht der quadratische Mittelwert, sondern der einfache Mittelwert des Entladestroms maßgebend. Es wird deshalb im folgenden der Zusammenhang beider Größen gegeben. Der Mittelwert $\bar{i}$ ist:

$$\bar{i}\,\Delta T = \int_0^{\Delta T} i dt.$$

Nach Gl. (2) ergibt sich hieraus:

(5) $$\bar{i} = \frac{V_o C}{\Delta T}\left(1 - e^{-\frac{\Delta T}{wC}}\right) = \frac{Q}{\Delta T}\left(1 - e^{-\frac{\Delta T}{wC}}\right).$$

i_{eff} ist andererseits durch Gl. (3) gegeben. Aus Gl. (5) folgt:

(5a) $$e^{-\frac{\Delta T}{wC}} = 1 - \frac{\bar{i}\,\Delta T}{Q}.$$

Setzt man dies in Gl. (3) ein, so erhält man

$$i_{eff} = \bar{i}\sqrt{\frac{\frac{2Q\Delta T}{\bar{i}} - (\Delta T)^2}{2wCT}}.$$

wC kann aus Gl. (5a) ersetzt werden:

$$-\frac{\Delta T}{wC} = \ln\left(1 - \frac{\bar{i}\,\Delta T}{Q}\right).$$

$$wC = \frac{\Delta T}{\ln\left(\frac{Q}{Q - \bar{i}\,\Delta T}\right)}.$$

Damit folgt

$$(6) \qquad i_{eff} = \bar{i} \sqrt{\frac{\Delta T}{T}\left(\frac{Q}{i\Delta T} - \frac{1}{2}\right) \ln\left(\frac{Q}{Q - i\Delta T}\right)}.$$

Hieraus ist zu entnehmen, daß bei $i_{eff} = 0{,}038$ Amp für $\bar{i}$ folgt: $\bar{i} = 0{,}12$ Amp. Die Röhre ist also während des Betriebes verhältnismäßig stark belastet.

II. Meßgeräte für Absorptionsmessung.

Die Anordnung zur Messung des Absorptionskoeffizienten von γ-Strahlen.

Für die Absorptionsmessung von γ-Strahlen wurde*) die im folgenden beschriebene Koinzidenzanordnung aufgebaut (Bild 4).

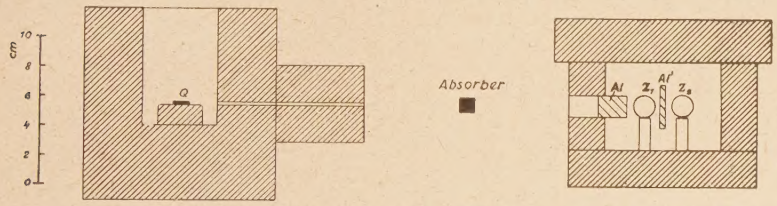

Bild 4. Versuchsanordnung zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von γ-Strahlen.

Ein Bleiblock enthält am einen Ende einer dünnen 2,5 mm Bohrung die γ-Strahlenquelle Q. Bei den ersten Versuchen wurde ein ThC"-Präparat verwandt**). An derselben Stelle wird sich später der künstlich eingeleitete Kernprozeß abspielen, der Strahlen wesentlich größerer Härte liefert als die ThC"-Strahlung von 2,65 eMV. Um die Streustrahlung, die in erster Linie nach vorne gestreut wird, weitgehend von den Zählrohren fernzuhalten, wird durch eine enge und lange Bohrung des Kanals der Oeffnungswinkel des Primärstrahls möglichst klein gehalten. Bei der beschriebenen Anordnung beträgt er 2,5°. Nach dem Durchgang durch den Absorber trifft die geschwächte Primärstrahlung auf den Aluminiumzylinder Al, in dem die für die Messung notwendigen Elektronen ausgelöst werden, die dann von den Zählröhren Z_1 und Z_2 registriert werden. Dieser Aluminiumzylinder muß mindestens Sättigungsdicke für die entsprechende Primärstrahlung besitzen, d. h. er muß so dick sein, daß er möglichst alle Elektronen absorbiert, die eine kleinere Geschwindigkeit besitzen als ein von der Primärstrahlung durch Comptoneffekt nach vorne gestreutes

*) Nach einem Vorschlag von W. Gentner.

**) Ein ThC"-Präparat wurde mir in dankenswerter Weise von Herrn Dr. Müller der Firma Radium-Chemie zur Verfügung gestellt.

Elektron maximaler Energie. Dadurch werden nahezu alle Elektronen, die vor dem Eintritt der Primärstrahlung in den Aluminiumzylinder durch Comptonstreuung und Paarbildung entstanden sind, von den Zählrohren ferngehalten. Mißt man γ in MeV und d in mm, so berechnet sich die Sättigungsdicke auf Grund empirischer Daten nach der Formel:

$$d = \frac{5}{2{,}65}\gamma \quad . \tag{7}$$

Bei Verwendung der Strahlung von ThC" genügt also bereits eine Dicke von 5 mm Aluminium.

Nach der Theorie des Comptoneffekts entspricht den nach vorne gestreuten Elektronen maximaler Energie eine Streuung des Quants um 180°. Die Frequenz ν' des gestreuten Quants ist gegeben durch

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}} \quad , \tag{8}$$

wobei m_0 die Ruhemasse des Elektrons bedeutet. Die nach vorne gestreuten Elektronen übernehmen also die Energie

$$h\nu - h\nu' = h\nu \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}}\right) \tag{9}$$

und verursachen in den Koinzidenzzählern Z_1 und Z_2 Koinzidenzen, wenn die Dicke der zweiten Aluminiumplatte Al' nicht zu groß gewählt wird. Betrachtet man nämlich die Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Zylin-

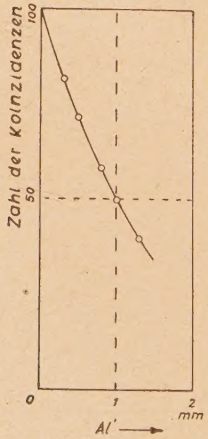

Bild 5. Diagramm zur Bestimmung der Halbwertdicke.

der Al austretenden Elektronen, so sieht man leicht ein, daß die von der Primärstrahlung in der letzten Schicht dieses Zylinders ausgelösten Elektronen aus diesem mit der größten Geschwindigkeit austreten. Man wählt

also die Platte Al' so dick, daß diese schnellsten Elektronen gerade noch hindurchgehen. Alle anderen Elektronen, die von der Streustrahlung in Al ausgelöst wurden oder die durch Comptonstreuung der Primärstrahlung nicht in der letzten Schicht von Al entstehen, haben kleinere Geschwindigkeiten und sollen möglichst nicht mehr in der Lage sein, die Platte Al' zu durchsetzen. Wenn die Platte Al' also hinreichend dick ist (etwa Sättigungsdicke), ist die Zahl der systematischen Koinzidenzen ein Maß für die Intensität der Primärstrahlung, die die letzte Schicht des Zylinders Al durchtritt. Der auf diese Art gemessene Wert des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Dicke der Platte Al' müßte demnach oberhalb der Sättigungsdicke mit dicker werdender Platte einem konstanten Wert zustreben, der sich dann unabhängig von der Dicke von Al' immer wieder ergeben müßte.

Mit der aufgebauten Apparatur konnte die Zahl der Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Dicke der Platte Al' untersucht werden und so die Halbwertdicke der ThC''-Strahlung bestimmt werden. In Bild 5 ist das Ergebnis der Messungen wiedergegeben. Es ergibt sich hieraus für die Halbwertdicke der ThC''-Strahlung der schon vielfach gemessene Wert von 1,0 mm.

Der Koinzidenzverstärker.

Zur Messung der Zählrohrkoinzidenzen wurde ein Koinzidenzverstärker hohen Auflösungsvermögens konstruiert, dessen Schaltung aus Bild 6 ersichtlich ist. Er besteht im wesentlichen aus zwei Verstärkern, die von

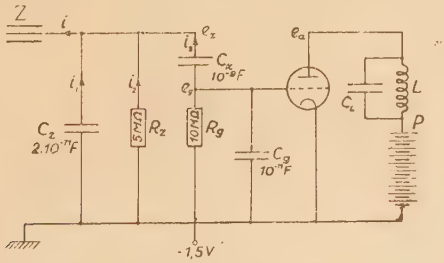

Bild 7. Ersatzschaltschema der ersten Verstärkerstufe.

je einem Zählrohr gesteuert werden und deren Ausgang über den gemeinsamen Anodenwiderstand R_g zum eigentlichen Registriergerät führt.

Die Kopplung jedes Zählrohres mit dem Gitter der ersten Röhre entspricht der üblichen Schaltung. Ein Ersatzschaltschema zeigt das Bild 7. Den Spannungsverlauf am Gitter dieser Röhre zeigt Bild 8b, unter der Voraussetzung, daß ein vom Zählrohrdraht zur Zählrohrwand abfließender Strom den in Bild 8a gezeichneten Verlauf hat. Auf den Zusammenhang beider Kurven wird am Schluß dieses Abschnittes noch näher eingegangen. Es ist für die Koinzidenzmessungen vor allem notwendig, die Zählrohrstöße als scharfe Spannungsspitzen zeitlich genau zu fixieren. Dies wird durch die im Anodenkreis der ersten Röhre befindliche Induktivität erreicht, die

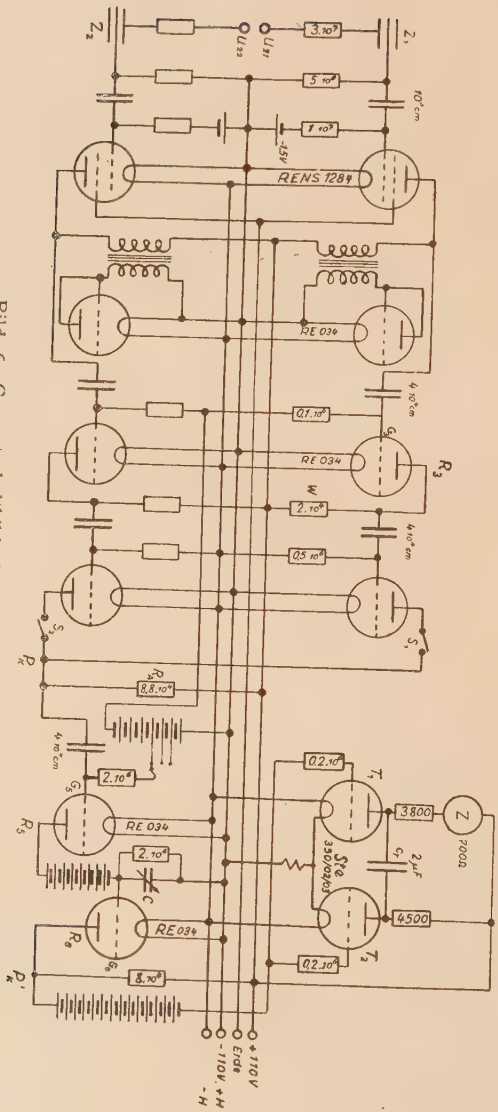

Bild 6. Gesamtschaltbild des Koinzidenzverstärkers.

in Verbindung mit der Spulenkapazität C_1, und den Zuleitungskapazitäten einen elektrischen Schwingungskreis darstellt. Wenn infolge eines Zählrohrimpulses das Gitter der ersten Röhre angenähert den in Bild 8b dargestell-

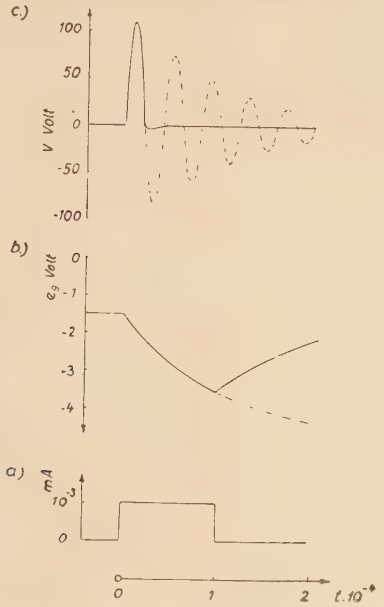

Bild 8.

ten Verlauf hat, so wird dadurch dieser Schwingungskreis angestoßen, und es entsteht eine normale gedämpfte Schwingung, deren Verlauf in Bild 8c gezeigt ist.

Es ist notwendig, den ersten positiven Spannungsstoß durch Kleinhaltung der Schwingungsdauer möglichst spitz zu machen und außerdem mit irgendwelchen Mitteln den weiteren Kurvenverlauf auszulöschen. Als Induktivitäten wurden Niederfrequenztransformatoren für Radiozwecke verwendet, deren Eisenkern durch Entfernung des einen Joches geöffnet wurde. Die damit erhaltenen Spannungsstöße infolge der Zählrohrimpulse betragen etwa 110 Volt. Da nur die oberste Spitze des Spannungsstoßes weiter verwandt wird (vergl. weiter unten), können zeitliche Breiten des Spannungsverlaufs bis herunter zu $0{,}5 \cdot 10^{-5}$ sek erreicht werden. Die Auslöschung der weiteren kleineren Spannungsstöße in Bild 8c wurde folgendermaßen erreicht: der erste, an der Anode auftretene Spannungsstoß geht stets in das p o s i t i v e Spannungsgebiet. Gleichzeitig tritt auf der Sekundärseite des Transformators ein Spannungsstoß auf, der einer als Ventil geschalteten Elektronenröhre zugeleitet wird. Durch geeignete Polung wird dafür gesorgt, daß der Pol am Gitter der zweiten Röhre in das negative Spannungsgebiet geht, sodaß im Ventil k e i n Strom fließt. Durch Stromlieferung in das Ventil bricht

der nun folgende Spannungsstoß umgekehrter Richtung zusammen, sodaß von nun an die abklingende Schwingung ausgelöscht wird und der in Bild 8c ausgezeichnete Spannungsverlauf an der Anode der ersten Röhre auftritt.

Der große Vorteil, den die Induktivität im Anodenkreis der ersten Röhre mit sich bringt, wird daraus klar: die Induktivität reagiert praktisch nur auf den ersten steilen Abfall der Gitterspannungskurve (8b) und verwandelt diesen Abfall in eine scharfe Spannungsspitze (8c). Der weitere Spannungsverlauf des Gitters spielt für die Induktivität praktisch keine Rolle. Die Induktivität erlaubt also eine scharfe zeitliche Fixierung der Zählrohrimpulse. Diese Grundforderung jeder Koinzidenzschaltung ist somit in einfachster Weise in dem oben beschriebenen Verstärker erfüllt.

Das Gitter G_3 bekommt also für kurze Zeit einen Spannungsstoß, der infolge des Spannungsabfalls im Anodenwiderstand W für kurze Zeit das Anodenpotential absinken läßt. Dasselbe gilt für das Gitterpotential der nächsten Röhre, deren Anodenstrom für kurze Zeit unterbrochen wird. Der gleiche Vorgang spielt sich im Falle eines Zählrohrimpulses im zweiten Verstärker ab. Am gemeinsamen Anodenwiderstand R_a treten je nachdem, ob ein Einzelimpuls oder eine Koinzidenz vorliegt, verschieden hohe Spannungsstöße auf, die im folgenden betrachtet werden. Ein Ersatzschaltschema zeigt Bild 9. R bedeutet den Gleichstromwiderstand der Röhre, also $\frac{e_a}{i_a}$. R ist in vorliegender Rechnung keine konstante Größe und unterscheidet sich wenig von dem Wert von R_a (= 88 kΩ). Wenn über beide Röhren ein Ruhestrom fließt, möge die Anodenspannung e_{ao} sein. Kommt infolge eines Zählrohrimpulses auf das Gitter einer der Röhren ein Spannungsstoß, dann steige die Anodenspannung auf den Wert e_{a1}. Erfolgt in beiden Zählrohren gleichzeitig ein Impuls, liegt also ein Koinzidenz vor, dann möge die Anodenspannung e_{a2} sein. Sie ist dann mit der Spannung der Anodenbatterie identisch, da im Falle einer Koinzidenz in beiden Röhren der Anodenstrom unterbrochen wird und in R_a daher kein Strom fließt.

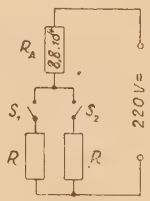

Bild 9. Ersatzschaltschema der Koinzidenzschaltung.

Aus dem Ersatzschaltschema (Bild 9) ergeben sich folgende Beziehungen:

$$e_{ao} = \frac{e_{a2}}{1+2\frac{Ra}{R}} = \frac{220}{1+2\frac{Ra}{R}} = 80 \text{ Volt.}$$

R ergibt sich zu 100,6 k Ω

$$e_{a1} = \frac{e_{a2}}{1+\frac{Ra}{R}} = \frac{220}{1+\frac{Ra}{R}} = 100 \text{ Volt.}$$

R ergibt sich zu 74,4 k Ω

Bildet man das Verhältnis der Spannungsstöße bei Koinzidenzen und Einzelimpulsen, so ergibt sich:

$$\frac{e_{a2} - e_{ao}}{e_{a1} - e_{ao}} = 2\left(1 + \frac{R_a}{R}\right).$$

$\frac{R_a}{R}$ ist im vorliegenden Falle ungefähr 1. Daraus folgt, daß bei einer Koinzidenz der bei P_K auftretende Spannungsstoß die vierfache Höhe eines Spannungsstoßes bei Einzelimpulsen besitzt. Da R keine Konstante ist, verlagert sich das Verhältnis zu Gunsten der Koinzidenzen, deren Spannungsstöße im vorliegenden Verstärker sechsmal so hoch sind als die eines Einzelimpulses. Sorgt man durch entsprechende Wahl der negativen Gittervorspannung der Röhre R_5 dafür, daß sie erst dann Strom führt, wenn P_K und damit G_5 um mehr als $e_{a1} - e_{ao} = 20$ Volt gehoben wird, dann können, wenn beide Schalter geschlossen sind, nur noch Koinzidenzen dem Gitter der Röhre R_5 einen Spannungsstoß erteilen. Die einzelnen von einander unabhängigen Zählrohrimpulse werden auf diese Weise bis auf die zufälligen Koinzidenzen durch entsprechend negative Vorspannung des Gitters G_5 ausgesiebt.

Will man jedoch nur die Impulse eines Zählrohres, etwa von Z_1 zählen, dann wird durch Oeffnen des Schalters S_2 das Zählrohr Z_2 ausgeschaltet, das Potential von P_K auf 100 Volt gehoben, und jeder ankommende Spannungsstoß kann dann auf die Röhre übertragen werden.

Die zeitliche Breite der Koinzidenzen konnte durch Erhöhung der Gittervorspannung der Röhre R_3 kleiner als 10^{-5} sek gemacht werden. Da die Zündung einer Thyratronröhre durch Potentialerhöhung des Gitters nur dann gelingt, wenn der Spannungsstoß am Gitter länger als etwa 10^{-5} sek andauert, müssen die für die Thyratronröhren bestimmten Spannungsstöße des Punktes P_K durch die Röhren R_5 und R_6 erst wieder verbreitert werden. Die Schaltung arbeitet folgendermaßen:

Das Gitter G_5 ist stark negativ vorgespannt, sodaß in der Röhre kein Anodenstrom fließen kann. Der Kondensator C, der mit einem Widerstand von zwei Meg Ohm überbrückt ist, bleibt ungeladen. Kommt jedoch ein positiver Spannungsstoß von P_K so wird das Gitter G_5 kurzzeitig positiv, und der nun fließende Anodenstrom lädt den Kondensator C negativ auf. Das Gitter G_6 bleibt also so lange stark negativ, bis die Ladung von C über den Ableitwiderstand abgeflossen ist. Der Anodenstrom der Röhre R_6 setzt natürlich während dieser Zeit aus. Die Spannungsstöße von P_K und P_K' wurden mit der Braun'schen Röhre untersucht. Den Spannungsverlauf zeigt Bild 10. Bildet man C als Drehkondensator aus, so ist es leicht möglich, die zeitliche Breite der Spannungsstöße nach Belieben einzustellen.

Der Spannungsstoß bei P_K' wird weiterbenutzt, um eine der beiden Thyratronröhren, etwa T_1, zu zünden; das ist nur möglich, wenn in T_2 die Glimmentladung bereits vorher brannte. Diese wird durch das Absinken der

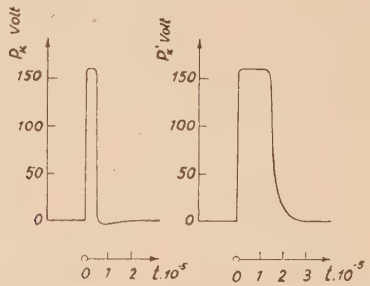

Bild 10. Wirkung der Verbreiterungsschaltung.

Anodenspannung bei der Zündung von T_1 unter Vermittlung des Kondensators C_T gelöscht (8). Das Zählwerk in T_1 zählt also nur jeden zweiten Stoß.

Als Zählwerk wurde ein Uhrwerk so umgebaut, daß ein an der Ankerhemmung befestigter Magnet sich nach zwei Spannungsstößen einmal hin und her bewegt und damit dem Steigrad das Fortrücken um einen Zahn gestattet. Das Auflösungsvermögen dieses Zählwerkes ist so groß, daß es 25 Stöße pro sek noch einwandfrei registriert.

Es ist von Interesse, die Abhängigkeit des Gitterspannungsverlaufs vom Zählrohrstrom und von den eingebauten Schaltelementen näher zu untersuchen. Es wird deshalb im folgenden das Ergebnis einer mathematischen Analyse der Vorgänge in der Schaltung (Bild 7) gegeben, unter der folgenden vereinfachten Voraussetzung: zur Zeit $t = 0$ beginne ein vom Zählrohrdraht zur Zählrohrwand abfließender Strom plötzlich auf den Wert i linear anzusteigen, den er nach beliebig kurzer Zeit ε erreichen möge. Er bleibe $T = 10^{-4}$ sek konstant und falle hierauf wieder in der Zeit ε auf den Wert 0 ab. Der Vorgang sei in Bild 8a schematisch dargestellt. Gefragt ist nach dem Potentialverlauf e_g am Gitter. Die allgemeine Lösung des Problems wurde bei W. Bothe (7) bereits angegeben.

Setzt man zur Abkürzung: $-e_g - 1{,}5 = x$, dann lautet die Differentialgleichung des Problems:

$$(10) \qquad \ddot{x} + a\dot{x} + bx = \frac{dp}{dt}.$$

$$(11) \qquad a = \frac{C_k R_z + C_g R_g + C_k \cdot R_g + C_z R_z}{R_g R_z (C_g C_k + C_z C_k + C_z C_g)} = 1{,}006 \cdot 10^4.$$

$$(12) \qquad b = \frac{1}{R_z R_g (C_g C_k + C_z C_k + C_z C_g)} = 6{,}62 \cdot 10^5.$$

$$(13) \qquad p = \frac{i \cdot C_k}{C_g C_k + C_z C_k + C_z C_g} = 3{,}31 \cdot 10^{10} \cdot i.$$

Setzt man zur weiteren Abkürzung:

$$(14)\quad \delta_1 = \frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - b} = 10\,000$$

und

$$(15)\quad \delta_2 = \frac{a}{2} - \sqrt{\frac{a^2}{4} - b} = 66{,}6\ ,$$

dann erhält man die den gegebenen Randbedingungen angepaßte Lösung von e_g in folgender Form:

$$(16)\quad e_g = \frac{p}{\delta_1 - \delta_2}\left(e^{-\delta_1 t} - e^{-\delta_2 t}\right) - 1{,}5 \qquad \text{für } t < 10^{-4}\ \text{sek}$$

$$= \frac{-p}{\delta_1 - \delta_2}\left(0{,}611 \cdot e^{-\delta_1(t-10^{-4})} + 0{,}0139 \cdot e^{-\delta_2(t-10^{-4})}\right) - 1{,}5 \qquad \text{für } t > 10^{-4}\ \text{sek}.$$

Die graphische Darstellung des Spannungsverlaufs e_g für $i = 10^{-3}$ mA zeigt Bild 8b. Der punktierte Ast der Kurve zeigt den Verlauf von e_g unter der Voraussetzung, daß der Strom i noch nach 10^{-4} sek weiterfließen würde. Wesentlich für die folgende Verstärkerstufe ist der steile Abfall von e_g, also der Wert $\frac{de_g(0)}{dt}$. Aus Gl. (16) ergibt sich

$$\frac{de_g(0)}{dt} = -p = \frac{-i}{C_g + C_z + \frac{C_z C_g}{C_k}}$$

Je größer C_k gewählt wird, umso steiler ist der am Gitter auftretende Spannungsabfall, der ein Maß für $\frac{di_a(0)}{dt}$ ist und damit die Höhe des ersten positiven Spannungsstoßes an der Anode bestimmt. $\frac{de_g(0)}{dt}$ nähert sich mit wachsendem C_k asymptotisch dem Wert $\frac{-i}{C_g + C_z}$. In vorliegendem Verstärker wurde $C_k = 10^{-9}$F gewählt, sodaß $\frac{de_g(0)}{dt}$ etwa 99% seines Maximalwertes erreicht. Damit wurde bei dem an der Anode auftretenden ersten positiven Spannungsstoß der größtmögliche Wert erzielt.

Charakteristisch für den Aufbau des Verstärkers ist die Verwendung von Induktivitäten im Anodenkreis der ersten Verstärkerstufe, deren Wirkungsweise im folgenden klargelegt werden soll. Wenn auch der Gedanke, Induktivitäten im Anodenkreis einer Verstärkerröhre zu benutzen, nicht neu ist, so wurden doch die besonderen Funktionen, welche die Anodeninduktivitäten in dem hier beschriebenen Zählrohrverstärker zu erfüllen haben, bisher nicht in Betracht gezogen. Betrachtet sei der Fall sehr großer Induktivitäten, wobei noch näher abzugrenzen sein wird, unter welchen Umständen die Induktivität als „groß" gelten kann. Denkt man sich die

Anode über eine Induktivität L mit der Anodenbatterie, die eine Spannung P habe, verbunden, dann folgen zunächst die bekannten Differentialgleichungen:

(17) $$di_a = Sde_g + SDde_a .$$

(18) $$e_a = P - L\frac{di_a}{dt} .$$

Aus Gl. (17) ergibt sich:

(17a) $$L\frac{di_a}{dt} = LS\frac{de_g}{dt} - SDL^2\frac{d^2i_a}{dt^2}$$

Setzt man nach Gl. (18) $e_a - P = V = -L\frac{di_a}{dt}$, dann versteht man unter V die Spannungsänderung an der Anode, und so folgt aus Gl. (17a):

$$-V = LS\frac{de_g}{dt} + SDL\frac{dV}{dt} .$$

Durch Multiplikation mit $\frac{R_i}{L}$ unter Berücksichtigung der bekannten Röhrengleichung:

$$R_i \cdot S \cdot D = 1$$

ergibt sich schließlich die Differentialgleichung unseres Problems

(19) $$\frac{dV}{dt} + \frac{R_i}{L}V = -\frac{1}{D}\cdot\frac{de_g}{dt}.$$

Diese Gleichung liefert die Anodenspannungsänderung in ihrer Abhängigkeit vom Spannungsverlauf am Gitter. Die Integration unter Berücksichtigung der Randbedingung V(0) = 0 liefert:

(20) $$V = -e^{-\frac{Ri}{L}t}\int_0^t \frac{1}{D}\frac{de_g}{d\tau}e^{\frac{Ri}{L}\tau}\,d\tau.$$

Man sieht, daß die beiden Grenzfälle kleiner bzw. großer Induktivität folgendermaßen festzulegen sind:

$$\text{kleines L: } \frac{R_i}{L}t > 1 \qquad \text{(A)}$$

$$\text{großes L: } \frac{R_i}{L}t < 1 \qquad \text{(B)}$$

Ob der eine oder andere Grenzfall verwirklicht ist, hängt also von dem inneren Röhrenwiderstand R_i und der Dauer der Gitterspannungsänderung ab. Im Falle (B) ergibt sich aus Gl. (20), wenn man für $e^{-\frac{Ri}{L}t}$ und $e^{\frac{Ri}{L}t}$ in erster Annäherung den Wert eins setzt:

(21) $$V = -\frac{1}{D}\int_0^t \frac{de_g}{d\tau}\,d\tau = -\frac{\Delta e_g}{D},$$

unabhängig von der Art des Spannungsverlaufs am Gitter. Daß Gl. (21) mit dem Verstärkungsgrad einer Röhre in Widerstandsverstärkungsschaltung übereinstimmt, kann anschaulich folgendermaßen erkannt werden: ist die Bedingung (B) erfüllt, so tritt die Wirkung des inneren Widerstandes R_i (der durch den Ohm'schen Widerstand der Induktivität zu ergänzen ist) gegenüber der Wirkung der Induktivität ganz zurück. Diese Wirkung besteht aber in einer Art Trägheit des Stromes, der sich Aenderungen zu widersetzen sucht. Der Anodenstrom bleibt also eine Zeitlang konstant, trotz der Aenderung der Gitterspannung. Dies ist nach den Röhrengesetzen nur möglich, wenn die Anodenspannung sich $\frac{1}{D}$ mal stärker ändert, jedoch im entgegengesetzten Sinne. Damit ist das Ergebnis Gl. (21) erklärt. Es ist sehr naheliegend, dieses Ergebnis zur Erreichung extrem hoher Verstärkungszahlen zu verwenden. Es wurde zwischen Anodenbatterie und Anode einer Röhre, deren Daten unten angegeben sind, eine Selbstinduktivität von etwa 4000 Henry geschaltet und das Gitter mit einem Zählrohr gesteuert. Als Röhre wurde benutzt: Telefunkenröhre 1284 ($R_i = 2 \cdot 10^6$ Ohm, $\frac{1}{D} = 5000$). Für eine Dauer der Gitterspannungsänderung von etwa 10^{-4} sek ist innerhalb dieser Zeitdauer die Bedingung B als erfüllt zu betrachten, und es ergibt sich:

$$V = 5000 \, \Delta e_g \qquad \text{für } 0 < t < 10^{-4} \text{ sek.}$$

Beträgt die Gitterspannungsänderung etwa 0,2 Volt, so ergibt sich V = 1000 Volt. In der Tat konnten zwischen Nadelspitzen, die mit den Klemmen der Induktivität verbunden waren, kleine Fünkchen beobachtet werden, die eine Glimmlampe ohne weiteres zum Ansprechen brachten. Es war also möglich, bereits mit Hilfe einer einzigen Röhre die Zählrohrimpulse optisch und natürlich auch akustisch bemerkbar zu machen. Diese hohen Verstärkungsziffern waren der Grund für die Verwendung der Induktivität. Natürlich konnte durch Anschluß eines Dreifachwiderstandsverstärkers hinter die erste Stufe der Verstärkungsgrad so hoch getrieben werden, daß die Ionisierung von α-Teilchen zwischen den Platten eines kleinen, auf etwa 100 Volt aufgeladenen Kondensators, ohne Benutzung der Zählrohrwirkung, als laute Knacke im Lautsprecher nachgewiesen werden konnte.

Die Zählrohre.

Als Zählrohre wurden sehr dünnwandige Aluminiumrohre von etwa 0,15 mm Wandstärke und 8 cm Länge bei 15 mm Dchm. verwandt. Die Wandung ist also für rasche Elektronen ohne weiteres durchlässig. Als Zähldraht fand ein Nickeldraht von 0,25 mm Dchm. Verwendung. Die Zählspannung beträgt etwa 1250 Volt, bei dem meist üblichen Luftdruck von etwa 6 cm Hg. Die Größe des Zählbereiches hängt sehr vom Widerstand ab, der zwischen Zählrohrbatterie und Zählrohr eingeschaltet ist. Dieser Wider-

stand ist bei Zählrohren mit geringem Durchmesser besonders wichtig. Es wurden etwa 30 Meg Ohm verwandt und so ein Zählbereich von 40 Volt erzielt. Ist der Widerstand zu klein, so schrumpft der Zählbereich stark zusammen (9).

Messungen am Koinzidenzverstärker.

Von grundlegender Wichtigkeit ist die Kenntnis der Zeitspanne τ zwischen den Zählrohrimpulsen, deren Ueberschreitung nicht mehr zu Koinzidenzen führt. Man ist daher bestrebt, diese Zeit möglichst klein zu halten. Mit dem beschriebenen Verstärker ist $\tau = 5 \cdot 10^{-6}$ sek gut erreichbar; dabei ist jedoch von Wichtigkeit, daß alle Gitterspannungen und Ableitwiderstände richtig gewählt sind. Besonders die richtige Wahl der Gitterspannung der Röhre R_3 ist für das „Auflösungsvermögen" des Verstärkers sehr wichtig. Durch starke negative Vorspannung wird nur die oberste, sehr enge Spannungsspitze des in Bild 8c gezeigten Spannungsverlaufes zur Steuerung des Anodenstromes benutzt, wodurch das Auflösungsvermögen verbessert wird.

Die Messung von τ wurde durch Beobachtung zufälliger Koinzidenzen vorgenommen. Erfolgen die Impulse unabhängig voneinander, mit N_1 bzw. N_2 Stößen pro Minute, so ist die Zahl der zufälligen Koinzidenzen pro Minute (im Mittel) gegeben durch:

(22) $$K_z = 2 N_1 N_2 \tau.$$

Eine Messung von τ ist also möglich, wenn das Produkt $N_1 \cdot N_2$ durch Aenderung der Einstrahlung variiert wird und wenn man K_z gegen $2 N_1 N_2$ als Abszissenwerte aufträgt. Die dabei erhaltene Gerade zeigt das Bild 11.

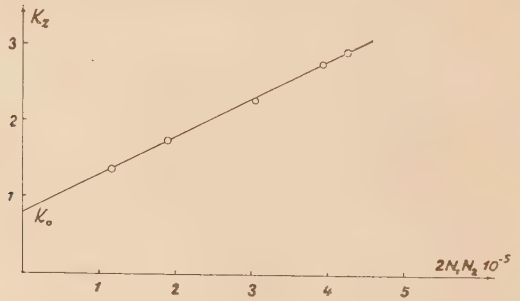

Bild 11. Diagramm zur Bestimmung des Auflösungsvermögens.

Infolge derjenigen Koinzidenzen K_0, die durch die Höhenstrahlschauer und durch die radioaktiv verseuchte Umgebung verursacht werden, geht die Gerade nicht durch den Nullpunkt. Aus Bild 11 ergibt sich ein Auflösungsvermögen von $5 \cdot 10^{-6}$ sek und für $K_0 = 0{,}8$ Koinzidenzen pro Minute.

Bei allen Koinzidenzmessungen ist es von Wichtigkeit, aus der Zahl der registrierten Koinzidenzen K die Zahl der wahren, von der verwandten

Strahlenquelle herrührenden, Koinzidenzen K_w zu ermitteln. K_w erhält man, indem man für ein bestimmtes Zeitintervall K, N_1 und N_2 bestimmt. Aus der Kenntnis von τ und K_0 ergibt sich dann:

$$(23)\quad K = K_w + K_z + K_0 = K_w + K_0 + 2(N_1 - K_w - K_0)\cdot(N_2 - K_w - K_0)\tau = \\ = K_w + K_0 + 2\tau N_1 N_2 - 2\tau(K_w + K_0)(N_1 + N_2) + 2\tau(K_w + K_0)^2.$$

Setzt man für das letzte Glied: $2\tau(K_w + K_0)K$, dann wird der prozentuale Fehler kleiner als $4\tau^2 \cdot N_1 N_2 \cdot 100 = N_1 N_2 \cdot 10^{-8}$. Für K_w ergibt sich dann:

$$(24)\quad K_w = \frac{K - 2\tau N_1 N_2}{1 - 2\tau(N_1 + N_2 - K)} - K_0.$$

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit, die die Schaffung von experimentellen Voraussetzungen für Absorptionsmessungen an extrem harten γ-Strahlen zum Ziel hatte, wird der Aufbau einer Kernumwandlungsanlage beschrieben. Als Spannungsquelle dient technischer Wechselstrom hoher Spannung. Zur Erzielung konstanter Protonengeschwindigkeiten wird die Erzeugung der Protonen synchron mit der Hochspannung derart gesteuert, daß während eines bestimmten Zeitintervalles, in welchem die Hochspannung gerade durch den positiven Scheitelwert geht, ein Protonenstrom die Hochvakuumröhre durchlaufen kann. Die Anlage ist in Vorversuchen bereits bei Spannungen von 600 kV in Betrieb gewesen. Für die eigentlichen Absorptionsmessungen wurde ein Koinzidenzverstärker mit hohem Auflösungsvermögen entwickelt. Charakteristisch ist die Anwendung eines Resonanzkreises im Anodenkreis der Eingangsröhre. Durch diese Maßnahme wird lediglich das Einsetzen des Zählrohrimpulses registriert, während sein verhältnismäßig langer Ablauf unbeachtet bleibt. Auf diese Weise und durch weitere Hilfsmittel ist es möglich, ein Auflösungsvermögen des Koinzidenzverstärkers von $5 \cdot 10^{-6}$ sek zu erreichen. Für die Durchführung der Absorptionsmessungen wird eine Anordnung beschrieben, die es ermöglicht, unter Ausschaltung der Wirkung von störenden Sekundäreffekten, Absorptionskoeffizienten zu bestimmen.

Die Arbeit wurde in den Jahren 1936—1939 am Physikalischen Institut der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität zu Frankfurt am Main ausgeführt. Herrn Dozent Dr. H. Dänzer danke ich herzlichst für seine ständige hilfreiche Mitarbeit, Unterstützung und Anregung. Für manchen Rat und für die Angabe der Methode zur Messung der γ-Strahl-Absorption bin ich Herrn Dozent Dr. W. Gentner zu wärmstem Dank verpflichtet. Sehr dankbar bin ich auch Herrn Professor M. Czerny für sein förderndes Interesse.

Literaturverzeichnis.

1. W. Gentner, Phys. ZS. **38,** 836, 1937.
2. W. Gentner, ZS. f. Phys. **107,** 354, 1937.
3. G. Hauser, Ann. d. Phys., **37,** 249, 1940.
4. M. L. E. Oliphant, 'Proc. Roy. Soc.' A, **141,** 259, 1933.
5. R. D. Fowler, 'Rev. Scient. Instr.' **6,** 26, 1935.
6. W. Bothe u. W. Kolhörster, Naturwissensch. **16,** 1045, 1928. ZS. f. Phys. **56,** 751, 1929.
7. W. Bothe, ZS. f. Phys. **59,** 3, 1930.
8. C. E. Wynn-Williams, 'Proc. Roy. Soc.' A, **136,** 312, 1932.
9. K. E. Forsmann, ZS. f. techn. Phys. **20,** 169, 1939.

Lebenslauf.

Am 30. April 1914 wurde ich als Sohn des Pfarrers Otto Lueg und dessen Ehefrau Maria geb. Bindewald in Achtelsbach (Krs. Birkenfeld) geboren. Ich besuchte vier Jahre die Volksschule und neun Jahre die Oberrealschule zu Oberstein-Idar, an welcher ich Ostern 1933 die Reifeprüfung ablegte. Anschließend widmete ich mich dem Studium der Naturwissenschaften an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität zu Frankfurt am Main. Meine Fächer waren Experimentalphysik, Theoretische Physik, Reine und Angewandte Mathematik und Physikalische Chemie. Die zur Vorlage dieser Dissertation notwendigen experimentellen Arbeiten wurden im August 1939 beendet.

Heinz Lueg.